

Ускорение многозарядных ионов высококонтрастным фемтосекундным лазерным импульсом релятивистской интенсивности с передней поверхности твердотельной мишени

С.А.Шуляпов, И.М.Мордвинцев, К.А.Иванов, Р.В.Волков,
П.И.Зарубин, И.Амброзова, К.Турек, А.Б.Савельев

Показано, что эффективность ускорения протонов и многозарядных ионов (а также зарядовый состав последних), ускоряемых назад при облучении передних поверхностей толстых твердотельных мишеней мощным фемтосекундным лазерным излучением с интенсивностью 2×10^{18} Вт/см², определяется контрастом этого излучения. Так, при контрасте $\sim 10^{-8}$ на мишенях из полиэтилена, кремния и молибдена зарегистрированы высокоионизованные ионы вплоть до C^{6+} , Si^{12+} и Mo^{14+} , при этом ионы с зарядами до C^{5+} , Si^{10+} и Mo^{10+} обладали энергией на заряд более 100 кэВ. В случае металлической мишени эффективность ускорения протонов значительно снижалась, что указывает на очистку ее поверхности предимпульсом. Измерения при повышенном на два-три порядка контрасте показали наличие быстрых протонов (до 300 – 700 кэВ) на всех мишенях, а также уменьшение энергий и максимальных зарядов многозарядных ионов.

Ключевые слова: релятивистская интенсивность, контраст, лазерная плазма, ускорение ионов, многозарядные ионы, столкновительная ионизация.

1. Введение

Одной из актуальных задач в области взаимодействия интенсивного лазерного излучения с веществом является создание эффективного источника многозарядных ионов [1–3]. Исследования в этой области имеют не только фундаментальное значение, но и открывают широкие возможности для практического применения такого источника [4–6].

Генерация многозарядных ионов обычно осуществляется с использованием мощных субпетаваттных лазерных систем с интенсивностью импульса более 5×10^{19} Вт/см² [2, 7]. Это обусловлено необходимостью использования лазерных полей с высокой напряженностью (для глубокой ионизации атомов мишени) и большой энергии импульса (для обеспечения интенсивного потока ускоренных частиц). Кроме того, на поверхности мишени, как правило, присутствует тонкий органический слой, содержащий протоны, ускорение которых препятствует передаче энергии более тяжелым ионам. Этот эффект может быть устранен очисткой поверхности мишени непосредственно перед ее облучением лазерным импульсом [8–10].

Настоящая работа посвящена изучению роли контраста лазерного импульса и проявлению механизмов глубо-

кой ионизации атомов мишени. Понимание этих процессов крайне важно в экспериментах по ускорению многозарядных ионов. Представляется, что для их исследования разумно использовать настольные лазерные системы тераваттной пиковой мощности, позволяющие получать импульсы релятивистской интенсивности, но, в сравнении с петаваттными комплексами, значительно более удобные для проведения экспериментов при широкой вариации экспериментальных конфигураций. В частности, в таких системах частота следования импульсов большая, системы имеют малые размеры и т. д. Определенные с помощью компактных лазерных систем оптимальные экспериментальные конфигурации (параметры предимпульса, характеристики мишеней) могут быть в дальнейшем использованы при проведении экспериментов в режиме высоких (предельных) интенсивностей. Более того, полученная картина лазерно-плазменного взаимодействия может быть воспроизведена с использованием более мощных лазерных систем при не столь высоких интенсивностях, характерных для проведенных нами исследований (например, с целью повышения потоков частиц), что существенно для тех практических применений, в которых важна не максимальная энергия ионов, а их заряд и число.

2. Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки приведена на рис.1. Исследования проводились с использованием излучения лазерной системы на Ti:сапфире МЛЦ МГУ. Лазерное излучение имело длину волны 800 нм и было р-поляризовано, частота следования импульсов составляла 10 Гц, длительность импульса – 45 ± 5 фс, энергия импульса – 10 мДж, пиковая интенсивность оценивалась в 2×10^{18} Вт/см².

Во временном профиле лазерного импульса был наносекундный предимпульс (–14 нс) с контрастом 5×10^{-8} ,

С.А.Шуляпов, И.М.Мордвинцев, К.А.Иванов, Р.В.Волков, А.Б.Савельев. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет; Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; e-mail: ser270489@yandex.ru

П.И.Зарубин. Объединенный институт ядерных исследований, Россия, Московская обл., 141980 Дубна, ул. Жолио-Кюри, 6

I.Ambrožová, K.Turek. Department of Radiation Dosimetry, Nuclear Physics Institute of the Czech Academy of Sciences, Czech Republic, CZ-180 86 Prague 8, Na Truhlářce 39/64

Поступила в редакцию 18 февраля 2016 г., после доработки – 11 апреля 2016 г.

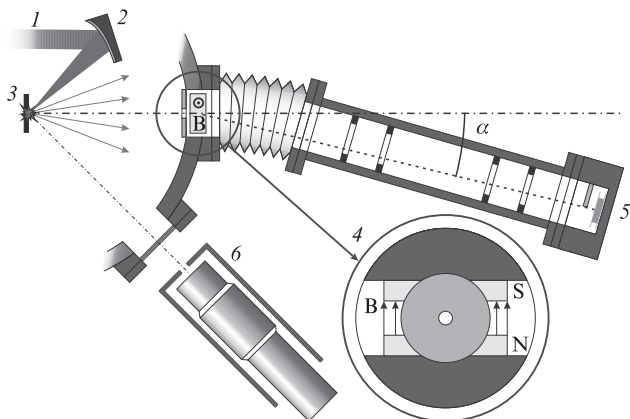


Рис.1. Схема экспериментальной установки: 1 – лазерное излучение; 2 – параболическое зеркало; 3 – мишень; 4 – диафрагма и магнит; 5 – микроканальная пластина (МКП); 6 – детектор γ -излучения.

уровень усиленной спонтанной люминесценции (ASE) составлял $\sim 10^{-8}$ (от -175 до -10 пс), пикосекундные предимпульсы отсутствовали. Следует отметить, что при интенсивностях, близких к порогу плазмообразования [11], ASE и предимпульсы могли создать на поверхности мишени преплазменный слой низкой плотности, оставляя границу вакуум–плазма достаточно резкой. Контраст лазерного импульса мог быть улучшен путем внесения в схему кристалла для генерации ортогонально-поляризованной волны (XPW) [12], при этом уровень ASE опускался ниже 10^{-10} .

Излучение фокусировалось на мишень внеосевым параболическим зеркалом ($F \approx 75$ мм, $F/D \approx 5$) под углом в 45° к ее поверхности. В качестве мишеней использовались пластинки из молибдена (Mo) и кремния (Si) толщиной 2 и 0.5 мм соответственно, на поверхность некоторых Mo-пластинок была наклеена пленка из полиэтилена (CH_2) толщиной 100 мкм. Все эксперименты проводились в вакуумной камере с остаточным давлением лучше 4×10^{-5} Тор.

Ионы регистрировались времяпролетным магнитным спектрометром с детектором ВЭУ-7М-4 на основе шевронной микроканальной пластины (МКП). Вход спектрометра был расположен по нормали к мишени. Магнитное поле B создавалось двумя неодимовыми магнитами с размерами $4 \times 8 \times 30$ мм, разнесенными на 8 мм, и достигало 0.207 Тл на центральной оси между ними. Перед магнитами находилась коллимирующая диафрагма ($D_{\text{ap}} = 1$ или 2 мм). Расстояние от плазмы до магнитов составляло 26 см, от магнитов до МКП – 129 см. Наличие сиффонного узла, расположенного между магнитом и МКП, позволяло изменять угловое положение (α) МКП относительно оси диафрагмы. Угол отклонения ионов в магните $\alpha_i \propto (1/v)(Z/m)$, где v , Z и m – скорость, заряд и масса иона соответственно. Таким образом, измеряя временной сигнал с МКП при фиксированном $\alpha = \alpha_i$, по отношению заряда к массе (Z/m) можно идентифицировать ионы, регистрируемые детектором, и рассчитывать их характеристики. На рис.2 в качестве примера представлен усредненный по ~ 800 реализациям временной сигнал с МКП (так называемый ионный ток), полученный на CH_2 -мишени при $\alpha \approx 2.6^\circ$. Кроме спектрометра, описанного выше, для регистрации протонов применялся трековый детектор – пластинки CR39 [13].

Мониторинг качества лазерного импульса осуществлялся путем измерения интегрального выхода γ -излучения плазмы сцинтилляционным детектором на основе

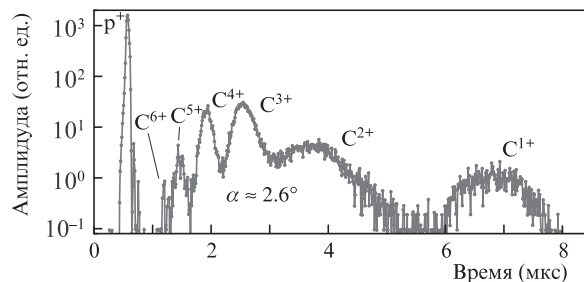


Рис.2. Усредненный временной сигнал с МКП для CH_2 -мишени.

фотоэлектронного умножителя и кристалла NaI(Tl) толщиной 63 мм.

По результатам измерения спектра γ -излучения плазмы для Mo-мишени была проведена оценка средней энергии горячих электронов (методика описана в [14]). В плазме присутствуют два горячих электронные компонента с «температурами» ~ 30 кэВ и 185 ± 10 кэВ. Здесь и далее под температурой (электронов или ионов) понимается параметр T , отвечающий за крутизну спада энергетического спектра (электронов или ионов) при его аппроксимации экспоненциальной функцией вида $N(E) \propto \exp(-E/T)$ [15, 16]. За генерацию наиболее горячего электронного компонента ответственны процессы резонансного поглощения [15, 17] и/или пондеромоторного ускорения [18].

3. Очистка поверхности металлической мишени

В результате наших исследований установлено, что эффективность ускорения протонов при контрасте $\sim 10^{-8}$ мала. Наиболее ярко это проявляется на металлической (Mo) мишени. Как упоминалось ранее, тонкий слой углеводородных соединений, оксидов и воды на поверхности мишени содержит протоны. При $Z/m = 1$ они эффективно ускоряются в лазерной плазме, обычно являясь наиболее интенсивными (см. рис.2) из ионных компонентов [1, 8, 19].

Вместе с тем наши измерения показали, что при контрасте $\sim 10^{-8}$ в случае Mo-мишени максимальная энергия протонов составила всего 81 ± 5 кэВ (рис.3, кривая 2), тогда как на Si- и CH_2 -мишенях она достигла 340 ± 40 и 740 ± 170 кэВ соответственно (рис.3, кривые 3 и 4). В спектрах для всех трех типов мишеней присутствует протонный

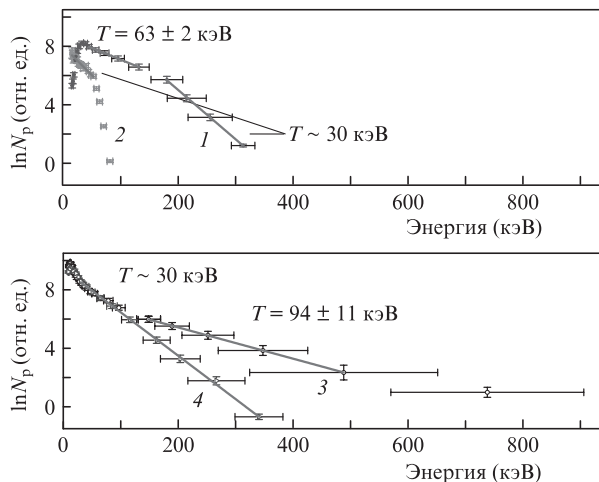


Рис.3. Энергетический спектр протонов на Mo-мишени при повышенном контрасте лазерного импульса (1), а также на мишенях из Mo (2), CH_2 (3) и Si (4) при обычном контрасте.

компонент с температурой ~ 30 кэВ (Mo – 25 ± 2 кэВ, Si – 34 ± 1 кэВ и CH_2 – 33 ± 4 кэВ). Отметим, что аналогичную температуру имеет менее энергетичный из двух горячих электронных компонентов, генерируемых в плазме. На CH_2 -мишени в спектре наблюдается еще один протонный компонент, имеющий более высокую температуру – 94 ± 11 кэВ, что может быть связано с наличием атомов водорода в объеме мишени, а также с ее низкой электропроводностью [20].

В случае Mo-мишени для регистрации протонов дополнительно использовались пластинки CR39 [13], находящиеся близко от мишени (9.5 см), что повышало чувствительность измерений. Некоторые пластинки были закрыты фильтром – лавсановой пленкой толщиной 1 мкм. После экспозиции (~ 200 выстрелов) пластинки в течение двух часов подвергались травлению в 30%-ном растворе КОН для проявления ионных треков. На рис.4 приведены увеличенные фотографии передних поверхностей пластинок. Видно, что после фильтра поток протонов значительно снижается – с более 4×10^6 до 10^4 частиц/(ср · выстрел). Моделирование в пакете SRIM [21] показало, что для прохождения сквозь пленку лавсана толщиной 1 мкм энергии ионов H, C, O и Mo должны превышать $\sim 90, 350, 450$ и 1700 кэВ соответственно. Таким образом, максимальная энергия протонов составила ~ 90 кэВ, что совпадает с результатом, полученным с помощью спектрометра.

Столь низкие энергии быстрых протонов можно объяснить абляцией или испарением поверхностного слоя мишени под действием предимпульса (или ASE) с образованием преплазменного градиента низкой плотности, в котором ионы ускоряются менее эффективно, чем на резкой границе мишени [10]. Порог плазмообразования для металлов в несколько раз ниже, чем для диэлектриков [11], поэтому очистка поверхности Mo-мишени происходит значительно эффективнее, чем Si- и CH_2 -мишеней.

Сделанные выводы подтверждают эксперименты на Mo- и Si-мишенях при повышенном контрасте лазерного излучения. При использовании XPW в случае Mo-мишени в энергетическом спектре наблюдаются два компонента быстрых протонов с температурами 30 ± 1 и 63 ± 2 кэВ, а их максимальная энергия возрастает до 310 ± 20 кэВ (рис.3, кривая I). На Si-мишени максимальная энергия и температура быстрых протонов также увеличились, но не столь значительно, и составили 550 ± 50 и 42 ± 4 кэВ соответственно.

Отметим, что лазерный предимпульс ранее уже использовался для очистки поверхности мишени при умеренных интенсивностях лазерного излучения в работах как нашей лаборатории [9, 10], так и других авторов [22, 23]. Отличительной чертой настоящей работы является

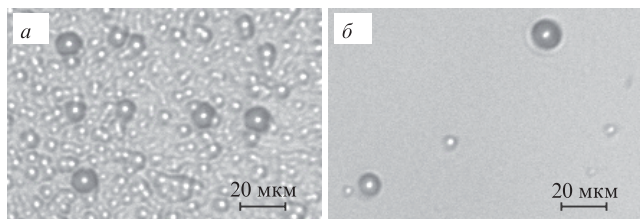


Рис.4. Увеличенные фотографии передних поверхностей пластинок CR39 в экспериментах с Mo-мишенью – открытой (а) и закрытой пленкой лавсана толщиной 1 мкм (б). Маленькие воронки соответствуют протонным трекам, большие – трекам более тяжелых ионов (C, O, Mo).

ся демонстрация эффекта самоочистки мишени без применения каких-либо специальных предимпульсов при релятивистской интенсивности лазерного излучения.

4. Генерация многозарядных ионов

Ключевым результатом проведенных экспериментов, наблюдаемым для всех использованных мишеней, была регистрация ионов с высокими кратностями ионизации (вплоть до C^{6+} , Si^{12+} и Mo^{14+}).

Ионы с низкими кратностями ионизации (до C^{4+} , Si^{7+} и Mo^{6+} включительно) имеют примерно одинаковые максимальные энергии E_{max} на единицу заряда Z , составляющие $250 - 300$ кэВ, т.е. $E_{\text{max}} \propto Z T_{\text{he}}$ [16], где $T_{\text{he}} = 185$ кэВ – температура наиболее горячего электронного компонента, а коэффициент пропорциональности равен 1.6 ± 0.1 . При дальнейшем повышении заряда отношение E_{max}/Z уменьшается и для ионов C^{6+} , Si^{12+} и Mo^{14+} составляет 82 ± 5 , 41 ± 3 и 45 ± 4 кэВ соответственно. Отметим, что максимальные энергии ионов $\text{Mo}^{7+} - \text{Mo}^{9+}$ не были определены ввиду недостаточно малого шага по α (см. рис.1) при измерениях, а потому нельзя достоверно утверждать, что спад E_{max}/Z для ионов Mo начинается после кратности ионизации $6+$.

Эксперименты, проведенные при повышенном контрасте лазерного импульса на Mo- и Si-мишенях, показали, что в этом случае отношение E_{max}/Z для многозарядных ионов оказывается в $2 - 5$ раз ниже, чем без использования XPW. Кроме того, на Si-мишени перестают наблюдаться ионы Si^{11+} и Si^{12+} , т.е. снижается максимальная кратность ионизации.

Рассмотрим возможные механизмы появления многозарядных ионов C, Si и Mo. Основную роль в процессе плазмообразования играет столкновительная ионизация [24, 25], однако атомы вблизи поверхности мишени могут быть ионизованы непосредственно полем лазерного импульса [26, 27], а быстрые ионы дополнительно ионизируют поле разделения зарядов (амбиполярное поле) [28]. По мере остывания плазмы (за счет расширения и оттока тепла в глубь мишени) ионизация сменяется рекомбинацией, что уменьшает величины зарядов ионов [29]. Падение кратностей ионизации ограничивается эффектом их замораживания – значительным снижением скорости рекомбинации в низкоплотной плазме [30]. В частности, благодаря этому эффекту быстрые ионы, вынесенные на фронт плазменного облака, могут сохранить высокие кратности ионизации, полученные в плазме.

Вероятность туннельной ионизации полем (амбиполярным или лазерным) экспоненциально зависит от его напряженности и резко возрастает вблизи критического значения $E_{\text{BSI}} = e Z^2 / (4e^3 Z)$, где e – элементарный заряд; ϵ_Z – энергия ионизации ($C^{Z-1} \rightarrow C^Z$) [26]. При напряженности $E \approx E_{\text{BSI}}$ максимум потенциального барьера атомного остова, подавленного полем, становится равным энергии ϵ_Z . Напряженность амбиполярного поля можно оценить [16] как $E_a \sim \sqrt{4\pi n_{\text{he}} T_{\text{he}}}$, где T_{he} , n_{he} – температура и концентрация горячих электронов. На рис.5 на примере ионов C показана зависимость вероятности w_{amb} ионизации единичного иона амбиполярным полем (см. [26, 27]) горячих электронов от их концентрации при $T_{\text{he}} = 185$ кэВ. Таким образом, в результате полевой ионизации атомов C, Si и Mo при $I = 2 \times 10^{18}$ Вт/см² и $n_{\text{he}} = 10^{19}$ см⁻³ их кратности ионизации Z_{max} могут достигать $4+$, $12+$ и $16+$ при $\epsilon_Z = 65, 523$ и 489 эВ соответственно [31].

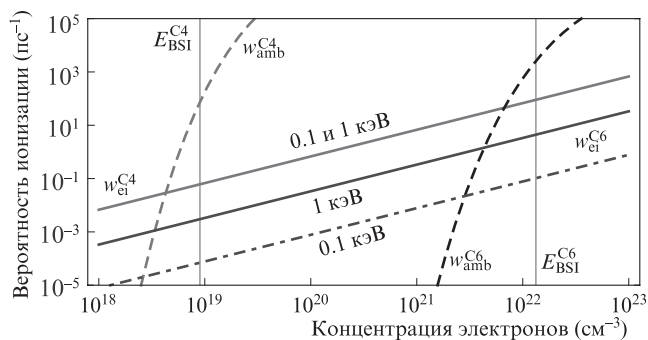


Рис.5. Вероятности (в течение 1 пс) ионизации амбиполярным полем w_{amb}^{C4} и электронным ударом w_{ci}^{C4} единичных ионов $C^{3+} \xrightarrow{65 \text{ эВ}} C^{4+}$ (C4) и $C^{5+} \xrightarrow{490 \text{ эВ}} C^{6+}$ (C6) в зависимости от концентраций горячих (n_{he}) и тепловых (n_e) электронов соответственно. Вероятности w_{ci} приведены при $T_e = 0.1$ и 1 кэВ (для C4 неразличимы). Отмечены n_{he} , при которых величина амбиполярного поля горячих электронов достигает критического значения (E_{BSI}) для C4 и C6.

Поле лазерного импульса ионизует лишь атомы вблизи поверхности мишени, закрытые слоем органических соединений, что объясняет снижение кратностей ионизации и энергий ионов при повышении контраста. Однако уменьшение отношения E_{max}/Z многозарядных ионов при повышении заряда (без XPW) говорит о том, что эти ионы не были сгенерированы в момент прихода лазерного импульса на мишень, а доионизовывались в процессе вылета из плазменного облака и потому не набрали энергию, соответствующую своему конечному заряду. Регистрация в эксперименте на CH_2 -мишени ионов C^{5+} и C^{6+} (см. рис.2), недостижимых для полевой ионизации (ввиду высокого уровня $E_{BSI} \propto \epsilon_z^2/Z$), также означает, что ионы, генерируемые при ионизации полем, являются «затравкой» для дальнейшей ионизации электронным ударом.

Вероятность w_{ci} столкновительной ионизации (см. [25, 32]) не столь резко зависит от концентрации тепловых электронов ($w_{ci} \propto n_e$), как вероятность ионизации амбиполярным полем w_{amb} от концентрации горячих электронов n_{he} (см. рис.5), но сильно снижается при температуре тепловых электронов T_e ниже (или значительно выше) энергии ионизации. Кроме того, наибольшую распространенность в равновесной плазме имеют ионы с кратностями ионизации, которые определяются распределением Саха [25] и в достаточно плотной плазме соответствуют $\epsilon_Z = (2-3)T_e$ [24]. Энергия ϵ_Z полной ионизации атома C составляет 490 эВ при $Z = 6+$ [31]. Начальные температуру и концентрацию теплового компонента плазмы в наших условиях можно оценить в ~ 1 кэВ и в 10^{21} см $^{-3}$ [32, 33]. В предположении, что быстрые ионы ($10^{10} - 10^{12}$ частиц [32]) сильно ионизируются полем в начале разлета, а их время вылета из плазмы составляет 1–2 пс [16, 32], доля высокоионизованных ионов C, Si и Mo, генерируемых за счет столкновительной ионизации, оказывается значительной.

В данном случае важную роль имело использование в экспериментах толстых твердотельных мишеней, что позволило получить в плазменном облаке (и поддерживать при разлете) температуру и концентрацию электронов, достаточные для эффективного протекания столкновительной ионизации, чего сложно добиться на тонкопленочной мишени.

5. Заключение

В ходе работы был продемонстрирован эффект очистки поверхности мишени естественным предимпульсом при достаточно высоком контрасте лазерного излучения ($\sim 10^{-8}$) и связанное с этим более эффективное ускорение многозарядных ионов в сравнении со случаем повышенного контраста (менее 10^{-10}). Наиболее сильно эффект проявился на металлической мишени, что обусловлено низким порогом плазмообразования. Поскольку в режиме ультрарелятивистских интенсивностей вопрос о необходимом уровне контраста встает особенно остро, данный результат имеет большое практическое значение. Так, например, для его воспроизведения при интенсивности 10^{20} Вт/см 2 и длительности импульса ~ 50 фс требуется контраст 2×10^{-10} .

Кроме того, нами экспериментально показано, что в случае толстых мишеней ускорение протонов из объема (CH_2 -мишень) протекает эффективнее, чем с поверхности (Mo- и Si-мишени).

Наконец, обычно считается, что в фемтосекундной лазерной плазме при высокой интенсивности импульса максимальные кратности ионизации ионов достигаются в ходе полевой ионизации. Однако в настоящей работе была выявлена ключевая роль столкновительной ионизации для генерации многозарядных ионов при использовании толстой твердотельной мишени. Так, например, ионы C^{5+} и C^{6+} , регистрируемые в эксперименте, не могли быть получены за счет полевой ионизации (в указанных условиях).

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 14-02-31871 мол_а, 13-02-00337 А и 16-02-00263 А). С.А.Ш. выражает благодарность Совету по грантам Президента РФ за предоставление финансовой поддержки в виде стипендии Президента РФ СП-1265.2015.2.

1. Daido H., Nishiuchi M., Pirozhkov A. *Rep. Prog. Phys.*, **75**, 056401 (2012).
2. Nishiuchi M., Sakaki H., Maeda S., Sagisaka A., Pirozhkov A.S., Pikuz T., Faenov A., Ogura K., Kanasaki M., Matsukawa K., Kusumoto T., Tao A., Fukami T., Esirkepov T., Koga J., Kiriya H., Okada H., Shimomura T., Tanoue M., Nakai Y., Fukuda Y., Sakai S., Tamura J., Nishio K., Sako H., Kando M., Yamauchi T., Watanabe Y., Bulanov S. V., Kondo K. *Rev. Sci. Instrum.*, **85**, 02B904 (2014).
3. Shaim Md. Haider A., Elsayed-Ali Hani E. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B*, **356**, 75 (2015).
4. Ledingham K.W.D., McKenna P., Singhal R.P. *Science*, **300**, 1107 (2003).
5. Krushelnick K., Clark E.L., Allott R., Beg F.N., Danson C.N., Machacek A., Malka V., Najmudin Z., Neely D., Norreys P.A., Salvati M.R., Santala M.I.K., Tatarakis M., Watts I., Zepf M., Dangor A.E. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **28**, 1110 (2000).
6. Gillaspay J.D., Pomeroy J.M., Perrella A.C., Grube H. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **58**, 451 (2007).
7. Clark E.L., Krushelnick K., Zepf M., Beg F.N., Tatarakis M., Machacek A., Santala M.I.K., Watts I., Norreys P.A., Dangor A.E. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 1654 (2000).
8. Hegelich M., Karsch S., Pretzler G., Habs D., Witte K., Guenther W., Allen M., Blazevic A., Fuchs J., Gauthier J.C., Geissel M., Audebert P., Cowan T., Roth M. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 085002 (2002).
9. Волков Р.В., Голишников Д.М., Гордиенко В.М., Джиджоев М.С., Лачко И.М., Марын Б.В., Михеев П.М., Савельев А.Б., Урюпина Д.С., Шашков А.А., *Квантовая электроника*, **33**, 981 (2003).

10. Bochkarev S.G., Golovin G.V., Uryupina D.S., Shulyapov S.A., Andriyash A.V., Bychenkov V.Yu., Savel'ev A.B. *Phys. Plasmas*, **19**, 103101 (2012).
11. Gamaly E.G., Rode A.V., Luther-Davies B., Tikhonchuk V.T. *Phys. Plasmas*, **9**, 949 (2002).
12. Kalashnikov M.P., Osvay K., Priebe G., Ehrentraut L., Steinke S., Sandner W. *AIP Conf. Proc.*, 1462, 108 (2012).
13. Paudel Y., Frenje J., Merwin A., Galloudec N. Renard-Le. *J. Instrumentation*, **6**, T08004 (2011).
14. Ivanov K.A., Shulyapov S.A., Turinge A.A., Brantov A.V., Uryupina D.S., Volkov R.V., Rusakov A.V., Djilkibaev R.M., Nedorezov V.G., Bychenkov V.Yu., Savel'ev A.B. *Contrib. Plasma Phys.*, **53**, 116 (2013).
15. Gibbon P. *Short Pulse Laser Interactions with Matter* (Imperial College Press, 2005, p. 312)
16. Ковалев В.Ф., Быченков В.Ю., Тихончук В.Т. *ЖЭТФ*, **122**, 264 (2002).
17. Beg F.N., Bell A.R., Dangor A.E., Danson C.N., Fews A.P., Glinzky, Hammel B.A., Lee P., Norreys P.A., Tatarakis M. *Phys. Plasmas*, **4**, 447 (1997).
18. Malka G., Miquel J.L. *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 75 (1996).
19. Волков Р.В., Гордиенко В.М., Лачко И.М., Михеев П.М., Марьин Б.В., Савельев А.Б. *Письма в ЖЭТФ*, **76**, 171 (2002).
20. Lee K., Park S.H., Cha Y.-H., Lee J.Y., Lee Y.W., Yea K.-H., Jeong Y.U. *Phys. Rev. E*, **78**, 056403 (2008).
21. Ziegler J.F., Ziegler M.D., Biersack J.P. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B*, **268**, 1818 (2010).
22. Dinger R., Rohr K., Weber H. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **17**, 1707 (1984).
23. Kumar Aniruddha, Sonar V.R., Das D.K., Bhatt R.B., Behere P.G., Afzal Mohd., Kumar Arun, Nilaya J.P., Biswas D. *J. Appl. Surf. Sci.*, **308**, 216 (2014).
24. Platonenko V.T. *Laser Phys.*, **2**, **852** (1992).
25. Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. *Возбуждение атомов и уширение спектральных линий*. (М.: Наука, 1979, с.318).
26. Делоне Н.Б., Крайнов В.П. *УФН*, **168**, 531 (1998).
27. Burnett N.H., Corkum P.B. *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**, 1195 (1989).
28. Волков Р.В., Гордиенко В.М., Лачко И.М., Русанов А.А., Савельев А.Б., Урюпина Д.С. *ЖЭТФ*, **130**, 347 (2006).
29. Rusanov A.A., Savel'ev A.B. *Laser Phys.*, **14**, 1466 (2004).
30. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (М.: Наука, 1966, с.688)
31. Kramida A., Ralchenko Y., Reader J. NIST ASD Team, NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.2), National Institute of Standards, Technology, Gaithersburg, MD.
32. Tikhonchuk V.T. *Phys. Plasmas*, **9**, 1416 (2002).
33. Zhidkov A.G., Sasaki A., Tajima T., Auguste T., D'Oliveira P., Hulin S., Monot P., Faenov A.Ya., Pikuz T.A., Skobelev I.Yu. *Phys. Rev. E*, **60**, 3273 (1999).